01;05

Коллинеарное рассеяние света на дипольно-обменных спиновых волнах в неоднородных ферромагнитных пленках

© Л.В. Луцев

Научно-исследовательский институт "Домен",
196084 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 19 июня 1995 г. В окончательной редакции 9 февраля 1998 г.)

Развита теория коллинеарного $TE-TM$-рассеяния волноводных оптических мод на дипольно-обменных спиновых волнах в перпендикулярно намагниченных неоднородных по толщине ферромагнитных пленках. Найдено, что в однородных ферромагнитных пленках и в пленках с малым отклонением от однородности $TE-TM$-рассеяние на высших спин-волновых модах является максимальным при выполнении условий синхронизма для поперечных фаз, продольных и поперечных волновых векторов. При несовпадении толщины оптического планарного волновода с толщиной ферромагнитной пленки нарушается условие фазового синхронизма, что приводит к осциллирующему характеру зависимости $TE-TM$-рассеяния от номера спин-волновой моды. Исследовано рассеяние света на спин-волновых модах в пленках с градиентом намагниченности при наличии точек поворота магнитостатического потенциала. Найдено, что существование точки поворота в области пучности оптических мод приводит к увеличению амплитуды рассеяния. Обсуждается реализация неоднородных магнитооптических структур и сверхрешеток на основе $(Lu,Y,Bi)_3(Fe,Ga)_5O_{12}$.

Введение

В последнее время интенсивно исследуется взаимодействие света со спиновыми волнами в пленках ферритов-гранатов. Это взаимодействие может использоваться как в практических, так и в исследовательских целях: для оптических модуляторов на сверхвысоких частотах и для изучения спин-волновых процессов, происходящих в тонких феррогранатовых пленках. Результаты исследования неколлинеарного взаимодействия оптических волноводных мод со спиновыми волнами и процесса преобразования $TE-TM$-мод приведены в [1,2]. Особенности преобразования $TE \leftrightarrow TM$ оптических мод при коллинеарном рассеянии изучались в [3–7] как теоретически, так и экспериментально. В [8] проведен теоретический анализ дифракции оптических мод на поверхностных и объемных спиновых волнах при произвольном угле падения оптической моды. Цель данной работы состоит в учете обменного взаимодействия при рассеянии оптических волноводных мод на спиновых волнах в неоднородных ферромагнитных пленках. Учет обменного взаимодействия является необходимым в случае, если в неоднородной ферромагнитной пленке существует слой с точкой поворота магнитостатического потенциала спиновой волны. Величина переменного магнитного момента в этом слое больше, чем в других слоях, что в свою очередь приводит к увеличению рассеяния оптических волноводных мод.

Работа состоит из трех частей. В первых двух частях описаны свойства дипольно-обменных спиновых волн и приведены дисперсионные соотношения и собственные функции оптических волноводных мод. В третьей части получены уравнения связи оптических мод и проанализированы условия для достижения максимального $TE-TM$-рассеяния для различных пленочных структур с однородными и неоднородными ферромагнитными слоями. Обсуждается реализация неоднородных магнитооптических структур на основе $(Lu,Y,Bi)_3(Fe,Ga)_5O_{12}$.

1. Дипольно-обменные спиновые волны

Рассмотрим перпендикулярно намагниченную ферромагнитную планарную структуру толщиной d с неоднородными по толщине магнитными и диэлектрическими параметрами (рис. 1). Ось $0z$ перпендикулярна, а оси $0x$, $0y$ параллельны поверхности пленки. Допустим, что спин-волновые и оптические моды распространяются вдоль оси $0x$. Спиновые волны в магнитостатическом

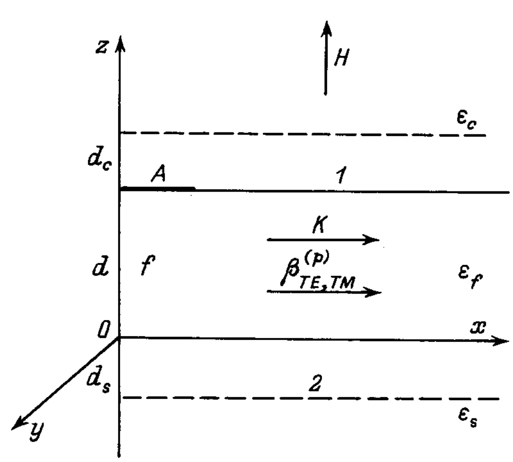

Рис. 1. Геометрия планарной структуры при коллинеарном рассеянии света на спиновых волнах. f — ферромагнитный слой; $1, 2$ — покровный и переходной неферромагнитные слои с толщинами d_c, d_s; A — антенна, возбуждающая спиновую волну.

приближении описываются магнитостатическим потенциалом $\varphi(x,z,t)$, который находится из уравнений [9]

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \left[M \cdot \frac{\delta \mathcal{H}}{\delta \mathbf{M}} \right],$$

$$\operatorname{div}(\mathbf{h} + 4\pi\mathbf{m}) = 0, \qquad (1)$$

где

$$\mathcal{H} = \int \Big[-\mathbf{M}(\mathbf{H}+\mathbf{h}) + 2\pi(\mathbf{M},\mathbf{n})^2 - \frac{1}{2}\beta_a(\mathbf{M},\mathbf{n})^2 - \frac{1}{2}\alpha \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial r_i}\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial r_i} \Big] dV \qquad (2)$$

— эффективный классический дипольно-обменный гамильтониан; $\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}(x,z,t)$ — плотность магнитного момента ($\mathbf{M}_0$ не зависит от x и t; $|\mathbf{m}(x,z,t)| \ll M_0$); γ — гиромагнитное отношение; $\mathbf{H} \parallel 0z$ — внешнее постоянное магнитное поле; $\mathbf{h}(x,z,t) = -\nabla\varphi(x,z,t)$ и $\varphi(x,z,t)$ — переменное магнитное поле и магнитостатический потенциал спиновой волны; α — постоянная обменного взаимодействия; β_a определяет поле одноосной анизотропии $\mathbf{H}_a = \beta_a(\mathbf{M},\mathbf{n})\mathbf{n}$ с осью $\mathbf{n}$, перпендикулярной поверхности пленки; член $2\pi(\mathbf{M},\mathbf{n})^2$ в (2) описывает энергию размагничивающего магнитного поля пленки; $\partial/\partial r_i$ — сокращенная запись производных $\partial/\partial x$, $\partial/\partial y$, $\partial/\partial z$.

Система уравнений (1) исследовалась в [10] в линейном по $\mathbf{m}(x,z,t)$ приближении для случая неоднородных по толщине пленок с магнитными параметрами $\gamma(z)$, $\alpha(z)$, $M_0(z)$, $H_a(z)$. Для вычисления $TE-TM$-рассеяния на спиновой волне необходимо найти распределение $\mathbf{m}$ по толщине ферромагнитной структуры. Будут рассмотрены однородные и слабо неоднородные по толщине ферромагнитные пленки и ферромагнитные пленки с градиентом намагниченности по толщине. В последнем случае предполагается, что магнитостатический потенциал φ спиновой волны имеет точку поворота внутри пленки.

а) Однородные и слабо неоднородные по толщине ферромагнитные пленки. Допустим, что частота спиновой волны ω далека от частот ферромагнитного резонанса любого слоя ферромагнитной пленки. В этом случае потенциал φ не имеет точек поворота внутри пленки и тензор магнитной восприимчивости $\chi_{ik}(\omega)$ не имеет точек сингулярности. Под слабо неоднородными по толщине ферромагнитными структурами будут пониматься структуры с малыми отклонениями $\Delta\chi_{ik}$ от средних значений $\overline{\chi}_{ik}$ [10]. Малость $\Delta\chi_{ik}/\overline{\chi}_{ik}$ обусловливает возможность применения теории возмущений, где первыми приближениями при вычислении дисперсионных зависимостей и магнитостатического потенциала являются дисперсионые зависимости и потенциал φ однородной пленки со средними параметрами $\overline{\chi}_{ik}$, $\overline{\gamma}$, $\overline{\alpha}$, $\overline{M}_0$, $\overline{H}_a$. Параметром разложения являются $\Delta\chi_{ik}/\overline{\chi}_{ik}$, который в свою очередь определяется относительными отклонениями $\Delta\gamma/\overline{\gamma}$, $\Delta\alpha/\overline{\alpha}$, $\Delta M_0/\overline{M}_0$, $\Delta H_a/\overline{H}_a$.

Спин-волновые собственные функции однородной пленки

$$\varphi(x,z,t) = (2\pi)^{-1}\varphi_n(z)\exp(ikx + i\omega_n t), \qquad (3)$$

где

$$\varphi_n(z) = P_n \begin{cases} \cos\big[k_z^{(n)}(z-d/2) + (n-1)\pi/2\big] & 0 \leqslant z \leqslant d, \\ (-1)^{n-1}\dfrac{k_z^{(n)}}{k_0^{(n)}}\exp[|k|(d-z)] & z > d, \\ \dfrac{k_z^{(n)}}{k_0^{(n)}}\exp(|k|z) & z < 0, \end{cases} \qquad (4)$$

$n = 1, 2, 3, \ldots$ — номер моды; P_n — нормировочный параметр; $k_0^{(n)2} = k^2 + k_z^{(n)2}$, k — волновой вектор; $k_z^{(n)}$ определяется соотношением

$$2\operatorname{ctg} k_z^{(n)} d = \frac{k_z^{(n)}}{|k|} - \frac{|k|}{k_z^{(n)}}. \qquad (5)$$

Дисперсионная зависимость для n-моды имеет вид

$$\omega_n^2 = \big(\Omega + \gamma\alpha M_0 k_0^{(n)2}\big) \times \big(\Omega + \gamma\alpha M_0 k_0^{(n)2} + \gamma 4\pi M_0 k^2/k_0^{(n)2}\big), \qquad (6)$$

где $\Omega = \gamma(H - 4\pi M_0 + H_a)$.

Учитывая значения групповой скорости $v_g^{(1)}$ первой моды и $k_z^{(n)}$ при $|k| \ll \pi/d$ [10], из дисперсионного соотношения (6) следует, что дисперсионные кривые первой и высших мод пересекаются при

$$k_n = \alpha\gamma M_0 k_z^{(n)2}/v_g^{(1)} = \alpha\pi(n-1)^2/d^3. \qquad (7)$$

Второе уравнение (1) дает связь между изменением плотности магнитного момента $m_x(z)$ и магнитостатическим потенциалом $\varphi_n(z)$ моды n

$$m_x(z) = \frac{ik_0^{(n)2}}{4\pi|k|}\varphi_n(z). \qquad (8)$$

Для слабо неоднородной ферромагнитной пленки в первом приближении по степени отклонения магнитных параметров от параметров однородной пленочной структуры дисперсионная зависимость спиновой волны определяется выражением

$$\omega_n = \big\langle n \big| \Omega(z) + \gamma(z)M_0(z)\big(\alpha(z)k_0^{(n)2} + 2\pi k^2/k_0^{(n)2}\big) \big| n \big\rangle, \qquad (9)$$

где $\langle n|f(z)|l\rangle \equiv \int\limits_0^d \varphi_n^*(z) f(z)\varphi_l(z)dz$ с нормировочными множителями $P_j = (d/2 + |k|/k_0^{(j)2})^{-1/2}$ $(j = n, l)$.

Для определения коэффициента связи TF- и TM-мод при рассеянии на спиновой волне удобно связать нормировку собственных функций $\varphi_n(z)$ (4) с энергией

$U^{(n)}$ спиновой волны на единице площади пленки. Согласно [11], энергия спиновой волны $U^{(n)}$ связана с плотностью числа магнонов N_n

$$U^{(n)} = \int\limits_0^d N_n \hbar\omega_n dz = \int\limits_0^d \frac{\overline{m_x^2}\omega_n}{2\gamma M_0} dz \qquad (10)$$

(черта означает усреднение по времени).

Из (10) с учетом (3), (4), (8) находим нормировочный параметр

$$P_n = \frac{(4\pi)^2|k|}{k_0^{(n)2}} \sqrt{\frac{2\gamma M_0 U^{(n)}}{\omega_n\left(d + 2|k|/k_0^{(n)2}\right)}}. \qquad (11)$$

б) Ферромагнитные пленки с градиентом намагниченности по толщине. Рассмотрим ферромагнитную пленку с линейным изменением намагниченности $4\pi M_0 = 4\pi\bar{M}_0 - \mu(z - d/2)$ и тот частотный интервал, при котором существует точка поворота потенциала φ_n внутри ферромагнитной пленочной структуры. Согласно [10], распределение $m_\pm = m_x \pm i m_y$ по толщине описывается выражением

$$m_\pm(z) = \frac{i|k|}{w(0)}\left[v_2^\pm(z)\int\limits_0^z \frac{\varphi(\xi)}{\alpha(\xi)} v_1^\pm(\xi) d\xi + v_1^\pm(z)\int\limits_z^d \frac{\varphi(\xi)}{\alpha(\xi)} v_2^\pm(\xi) d\xi\right], \qquad (12)$$

где $w(0)$ — вронскиан; $v_1^\pm(z) = Ai\left[(\mu/\alpha\bar{M}_0)^{1/3}(z - z_0^\pm)\right]$, $v_2^\pm(z) = Bi\left[(\mu/\alpha\bar{M}_0)^{1/3}(z - z_0^\pm)\right]$ — функции Эйри, $z_0^\pm = \left[\mp\omega/\gamma - \alpha k^2\bar{M}_0 - H + 4\pi\bar{M}_0 - H_a(0)\right]/\mu$.

Подстановка $m_\pm(m_x, m_y)$ во второе уравнение (1) дает интегродифференциальное уравнение относительно $\varphi(z)$. Это уравнение решалось численно. Дисперсионная зависимость $\omega(k)$ находилась из требования непрерывности $\varphi(z)$ и $\partial\varphi(z)/\partial z$ на границе ферромагнитной пленки. Вне пленки $\varphi(z) \sim \exp(-|kz|)$.

При $k \to 0$ возможно применение упрощенной формулы, определяющей ω_n [12,13]:

$$\omega_n = \min\Omega(z) + \gamma\left[2\pi^2\mu^2\alpha\bar{M}_0(n - 1/2)^2\right]^{1/3}, \qquad (13)$$

где

$$\Omega(z) = \gamma(z)\left[H - 4\pi M_0(z) + H_a(z)\right].$$

В этом приближении точка поворота z_r дается соотношением

$$z_r = \left[2\pi^2\alpha\bar{M}_0(n - 1/2)^2/\mu\right]^{1/3}. \qquad (14)$$

Нормировка собственных функций $\varphi_n(z)$ на единицу плотности энергии $U^{(n)}$ спиновой волны, необходимая для сравнения амплитуды $TE-TM$-рассеяния в различных ферромагнитных структурах, находилась численно с использованием формул (10), (12).

2. Волноводные оптические моды

Уравнения, описывающие волноводные оптические TE- и TM-моды и эффекты преобразовния $TE \leftrightarrow TM$, получаются из уравнений Максвелла [14]. Нами будет рассматриваться случай, когда диагональная компонента диэлектрической проницаемости $\varepsilon_0(z)$ является функцией только от z и намного больше недиагональных компонент. В недиагональных компонентах будут учитываться гиротропные эффекты — зависимость от $\mathbf{m}(x, z, t)$ [15]

$$\varepsilon_0(z) \gg \varepsilon_{lj} = ige_{ljk}m_k(t) \quad (l \neq j), \qquad (15)$$

где $g = F_f\lambda\sqrt{\varepsilon_f}/\pi M_0$; F_f — коэффициент Фарадея; λ — длина волны света в вакууме; ε_f — среднее значение $\varepsilon_0(z)$ в ферромагнитной пленке; e_{ljk} — полностью антисимметричный тензор; $l, j, k = \{x, y, z\}$.

Уравнения для TE- и TM-мод выводятся аналогично уравнениям для TE- и TM-мод в планарной структуре в [14,15] путем преобразования Фурье по t и удержания первых членов приближения по $\varepsilon_{lj}/\varepsilon_0$ $(l \neq j)$. TE-мода полностью характеризуется компонентой поля E_y

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\varepsilon_0(z)\omega_{TE}^2}{c^2}\right)E_y + \frac{i\omega_{TE}^2}{c\varepsilon_0(z)\omega_{TM}} \times \left(\varepsilon_{yx} * \frac{\partial H_y}{\partial z} - \varepsilon_{yz} * \frac{\partial H_y}{\partial x}\right) = 0, \qquad (16)$$

а TM-мода — компонентой H_y

$$\varepsilon_0(z)\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{1}{\varepsilon_0(z)} * \frac{\partial H_y}{\partial z}\right) + \frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + \frac{\varepsilon_0(z)\omega_{TM}^2}{c^2}H_y + \varepsilon_0(z)\left[\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\varepsilon_{xz}}{\varepsilon_0(z)^2} * \frac{\partial H_y}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\varepsilon_{zx}}{\varepsilon_0(z)^2} * \frac{\partial H_y}{\partial z}\right)\right] + \frac{i\omega_{TM}\varepsilon_0(z)}{c}\left[\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\varepsilon_{xy}}{\varepsilon_0(z)} * E_y\right) - \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\varepsilon_{zy}}{\varepsilon_0(z)} * E_y\right)\right] = 0. \qquad (17)$$

Знак $*$ в (16), (17) обозначает свертку

$$(u * w)(\omega) = (2\pi)^{-1/2}\int u(\omega - \omega_1)w(\omega_1)d\omega_1.$$

Члены, содержащие свертку, описывают эффекты с изменением частоты при рассеянии. При условии, что ω_{TE}, ω_{TM} много больше частоты ω_n спиновой волны (6), (9), (13) свертка заменяется на произведение. Члены с H_y в (16) и с E_y в (17) приводят к преобразованию мод $TE \leftrightarrow TM$. Четвертое слагаемое с H_y в (17) описывает модуляцию TM-моды спиновой волной и учитываться в дальнейшем не будет. В силу условия (15) члены с H_y в (16) и с E_y в (17) можно рассматривать как возмущение.

Для пленки с постоянными значениями $\varepsilon_0(z)$ (ε_c — в покровном слое, ε_f — в пленке, ε_s — в подложке) собственные функции невозмущенных уравнений (16), (17) ортогональны друг другу и имеют вид [14]

$$\Psi^{(p)}(x,y) = (2\pi)^{-1/2}\psi^{(p)}(z)\exp(i\beta^{(p)}x),$$

$$\psi^{(p)}(z) = P^{(p)}\begin{cases}(1+a_c^{(p)2})^{-1/2} \\ \quad\times\exp\left[-\gamma_c^{(p)}(z-d)\right] & z>d, \\ \cos(k_f^{(p)}z-\theta_s^{(p)}) & 0<z<d, \\ (1+a_s^{(p)2})^{-1/2}\exp(\gamma_s^{(p)}z) & z<0,\end{cases} \tag{18}$$

где $p=0,1,2,\ldots$ — номер моды, $k_f^{(p)2}=-\beta^{(p)2}+\varepsilon_f\omega^2/c^2$, $\gamma_{s,c}^{(p)2}=\beta^{(p)2}-\varepsilon_{s,c}\omega^2/c^2$, $\theta_{s,c}^{(p)}=\operatorname{arctg} a_{s,c}^{(p)}$.

Для TE-моды

$$a_{s,c}^{(p)} = \gamma_{s,c}^{(p)}/k_f^{(p)}, \quad P^{(p)} = \left(\frac{2}{d+\gamma_c^{(p)-1}+\gamma_s^{(p)-1}}\right)^{1/2}.$$

Для TM-моды

$$a_{s,c}^{(p)} = \frac{\gamma_{s,c}^{(p)}\varepsilon_f}{k_f^{(p)}\varepsilon_{s,c}},$$

$$P^{(p)} = \sqrt{2}\left[d+\frac{k_f^{(p)}+\gamma_s^{(p)}a_s^{(p)}}{k_f^{(p)}\gamma_s^{(p)}(1+a_s^{(p)2})}\right.$$
$$\left.+\frac{k_f^{(p)}+\gamma_c^{(p)}a_c^{(p)}}{k_f^{(p)}\gamma_c^{(p)}(1+a_c^{(p)2})}\right]^{-1/2}.$$

Обозначения f, s, c указывают соответственно на принадлежность к пленке, подложке и покровному слою. Дисперсионные соотношения в фазовых переменных $\theta_{s,c}^{(p)}$ принимают простой вид [14]

$$k_f^{(p)}d-\theta_s^{(p)}-\theta_c^{(p)} = \pi p \quad (p=0,1,2,\ldots). \tag{19}$$

Функции (18) вместе с излучательными модами образуют полную ортонормированную систему. Они будут использоваться при вычислении коэффициента связи TE- и TM-мод и условий синхронизма в неоднородной пленке в первом приближении теории возмущений.

3. $TE-TM$-рассеяние оптических мод на спиновых волнах

Изменение плотности магнитного момента $\mathbf{m}(x,z,t) = \{m_x, m_y, 0\}$ спиновой волны приводит к взаимному преобразованию TE- и TM-мод. Представим электромагнитное поле в планарном волноводе в виде суперпозиции двух близких TE- и TM-мод

$$\Psi_B^{(p)}(x,z) = F(x)\Psi_{TE}^{(p)}(x,z)+G(x)\Psi_{TM}^{(p)}(x,z), \tag{20}$$

где $\Psi_{TE}^{(p)}$, $\Psi_{TM}^{(p)}$ — функции (18).

Учтем, что а) производные амплитуд $\partial F(x)/\partial x$ и $\partial G(x)/\partial x$ являются членами первого порядка малости $\beta_{TE}^{(p)-1}F^{-1}\partial F/\partial x \ll 1$, $\beta_{TM}^{(p)-1}G^{-1}\partial G/\partial x \ll 1$; б) при условии $\omega_{TE}, \omega_{TM} \gg \omega_n$ свертка в (16), (17) заменяется на произведение; в) зависимость ε_{lj} $(l\neq j)$ от $\mathbf{m}$ имеет вид (15) и пропорциональна $\exp(ikx+i\omega_n t)$. При этих приближениях получаем уравнения связи

$$\frac{\partial F(x)}{\partial x} = \frac{i\omega_{TE}^2\beta_{TM}^{(p)}\langle E_y^{(p)}|\varepsilon_{yz}|H_y^{(p)}\rangle}{2c\varepsilon_f\omega_{TM}\beta_{TE}^{(p)}}\exp(-i\Delta x)G(x),$$

$$\frac{\partial G(x)}{\partial x} = \frac{i\omega_{TM}(\beta_{TE}^{(p)}-k)\langle H_y^{(p)}|\varepsilon_{zy}|E_y^{(p)}\rangle}{2c\beta_{TM}^{(p)}}$$
$$\times\exp(i\Delta x)F(x), \tag{21}$$

где

$$\langle E_y^{(p)}|\varepsilon_{yz}|H_y^{(p)}\rangle = \langle H_y^{(p)}|\varepsilon_{zy}|E_y^{(p)*}\rangle$$
$$= \int_0^d \psi_{TE}^{(p)*}(z)\varepsilon_{yz}(z)\psi_{TM}^{(p)}(z)dz,$$

$$\Delta = \beta_{TE}^{(p)}-\beta_{TM}^{(p)}-k, \quad \varepsilon_{yz}=igm_x.$$

При выполнении условия синхронизма $\Delta=0$ коэффициент связи TE- и TM-мод максимален и определяется выражением:

$$\nu^{(p)2} = \frac{\omega_{TE}^2(\beta_{TE}^{(p)}-k)|\langle E_y^{(p)}|\varepsilon_{yz}|H_y^{(p)}\rangle|^2}{4c^2\varepsilon_f\beta_{TE}^{(p)}}. \tag{22}$$

Коэффициент связи $\nu^{(p)}$ определяет период пространственых осцилляций вдоль оси $0x$ при преобразовании $TE \leftrightarrow TM$

$$L^{(p)} = \frac{2\pi}{\nu^{(p)}}. \tag{23}$$

Рассмотрим частные случаи $TE-TM$-рассеяния на спиновых волнах в однородных и слабо неоднородных по толщине ферромагнитных пленках и в пленках с градиентом намагниченности.

а) Однородные и слабо неоднородные по толщине ферромагнитные пленки. Подставляя собственные функции (4), (18) с учетом (8), (11), (15) в (22), получаем коэффициент связи TE- и TM-мод при рассеянии на n-й спин-волновой моде

$$\nu_n^{(p)} = P_{TE}^{(p)}P_{TM}^{(p)}F_f\left[\frac{(\beta_{TE}^{(p)}-k)\gamma U^{(n)}}{2\beta_{TE}^{(p)}\omega_n(d+2|k|/k_0^{(n)2})M_0}\right]^{1/2}$$
$$\times\left|\sum_{j,l=1}^{2}\frac{\sin(K_{jl}^{(n,p)}d-\Xi_{j,l}^{(n,p)})+\sin\Xi_{j,l}^{(n,p)}}{K_{jl}^{(n,p)}}\right|, \tag{24}$$

где $K_{jl}^{(n,p)} = k_z^{(n)}+\eta^{(j)}k_{f,TE}^{(p)}+\eta^{(l)}K_{f,TM}^{(p)}$,

$$\Xi_{jl}^{(n,p)} = \left(k_z^{(n)}d-\pi(n-1)\right)/2+\eta^{(j)}\theta_{s,TE}^{(p)}+\eta^{(l)}\theta_{s,TM}^{(p)},$$

$$\eta^{(1)}=1, \qquad \eta^{(2)}=-1.$$

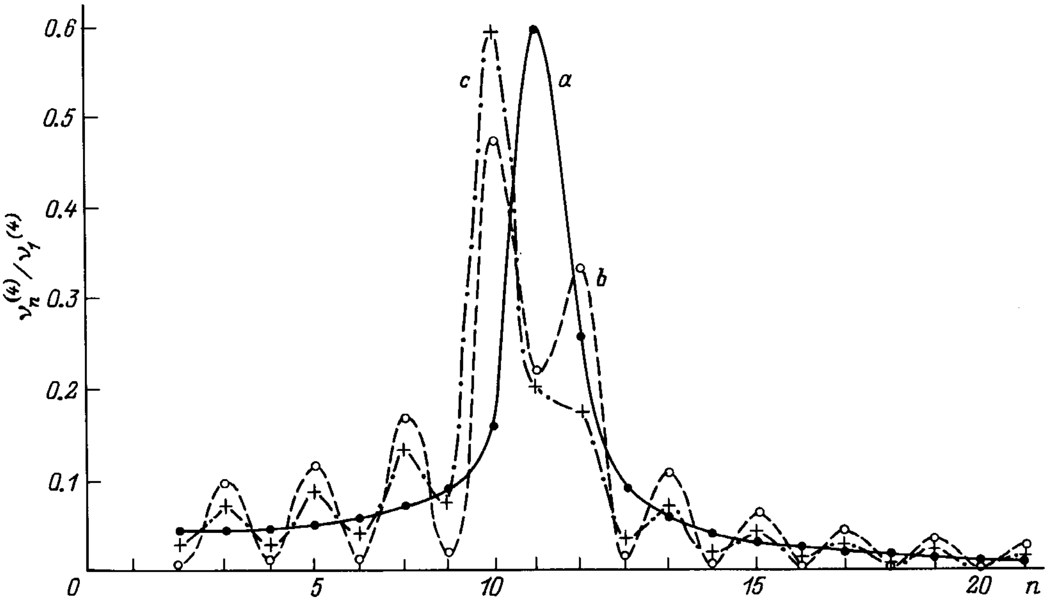

Рис. 2. Отношение коэффициентов связи $\nu_n^{(4)}/\nu_1^{(4)}$ при рассеянии $TE_4 \to TM_4$ в однородном ферромагнитном слое (структура YIG/GGG) в зависимости от номера спин-волновой моды при $k = k_n$ (формула (7)). d_c, мкм: a — 0, b — 0.5, c — 1.0.

Анализ полученного соотношения (24) показывает, что рассеяние будет максимальным при выполнении условий

$$K_{je}^{(n,p)} = 0 \qquad (j, l = 1, 2), \tag{25}$$

$$\Xi_{jl}^{(n,p)} = 2\pi r \quad (j, l = 1, 2, \quad r = 0, \pm 1, \pm 2, \dots), \tag{26}$$

которые можно назвать условиями синхронизма поперечных волновых векторов и фазового синхронизма. Физический смысл данных условий можно объяснить следующим образом. Рассмотрим два соседних слоя с пучностями спин-волновой моды. Так как **m** в этих слоях противоположны, то поворот плоскости поляризации света будет определяться разностью эффектов Фарадея в этих слоях. Максимальный суммарный поворот плоскости поляризации будет в том случае, если на один из слоев будет приходиться пучность оптической моды, а на другой — узел, что и отражается в условиях (25), (26).

В качестве иллюстрации важности выполнения соотношений (25), (26) для получения максимального преобразования $TE \to TM$ были проведены численные расчеты для структуры YIG/GGG при $k = k_n$. Обеспечение условия $\Delta = \beta_{TE}^{(p)} - \beta_{TM}^{(p)} - k = 0$, которое может быть названо условием синхронизма продольных волновых векторов, достигалось введением слоя *2* (рис. 1) с линейным изменением диэлектрической проницаемости $\varepsilon(z) = \varepsilon_f + (\varepsilon_f - \varepsilon_s)z/d_s$ $(z \in [0, -d_s])$ внутри слоя (другие способы достижения условия $\Delta = 0$ описаны в [16]). Собственные функции оптических мод такой пленочной структуры находились из (16), (17) с помощью теории возмущений в виде ряда по степени отклонения от однородной пленки. В первом приближении собственные функции имеют вид (18) с измененными значениями $\beta^{(p)}$

$$TE: \ \beta^{(p)2} = \beta_0^{(p)2} + (2\pi/\lambda)^2 \langle E_y^{(p)} | (\varepsilon(z) - \varepsilon_0) | E_y^{(p)} \rangle$$

$$TM: \ \beta^{(p)2} = \beta_0^{(p)2} + (2\pi/\lambda)^2 \langle H_y^{(p)} | (\varepsilon(z) - \varepsilon_0) | H_y^{(p)} \rangle - \left\langle H_y^{(p)} \left| \frac{\partial \varepsilon(z)}{\varepsilon(z)\partial z} \frac{\partial}{\partial z} \right| H_y^{(p)} \right\rangle. \tag{27}$$

На рис. 2 приведены отношения коэффициентов связи $\nu_n^{(4)}/\nu_1^{(4)}$ при рассеянии $TE_4 \to TM_4$ в зависимости от номера n спин-волновой моды при различных толщинах покровного слоя d_c. Были использованы средние значения для YIG $4\pi M_0 = 1750$ Э, $H_a = 0$, $\alpha = 4\pi \cdot 3.2 \cdot 10^{-12}$ см^2, $\gamma = 2\pi \cdot 2.83$ МГц/Э при $d = 10$ мкм, $\omega_n/2\pi = 9$ ГГц, $\lambda = 1.15$ мкм, $n_c = \sqrt{\varepsilon_c} = 1.0$, $n_f = \sqrt{\varepsilon_f} = 2.220$, $n_s = \sqrt{\varepsilon_s} = 1.945$. Переходной слой *2* (рис. 1), использовавшийся для выполнения условия $\Delta = 0$, имел толщину $d_s \cong 0.6$ мкм. Наличие этого слоя приводило к тому, что значения $\nu_n^{(4)}$, $K_{jl}^{(n,4)}$, $\Xi_{jl}^{(n,4)}$ пересчитывались с измененными величинами $\beta^{(4)}$ согласно формулам (18), (24), (27). Покровный слой *1* имел диэлектрическую проницаемость, одинаковую с диэлектрической проницаемостью пленки YIG $(\sqrt{\varepsilon_f} = 2.220)$, и был немагнитным. Таким образом, толщина волновода спиновых волн не совпадала с толщиной оптического волновода. Это привело к добавкам $k_f^{(p)} d_c$ в величины $\Xi_{jl}^{(n,p)}$, нарушению условий фазового синхронизма (26) и соответственно к осциллирующему характеру зависимости $TE-TM$-рассеяния от номера спин-волновой моды. Условие синхронизма (25) $k_z^{(n)} - k_{f,TE}^{(4)} - k_{f,TM}^{(4)} = 0$ выполнялось при $n = 9-10$.

Формула коэффициента связи $\nu_n^{(p)}$ (24) получена для однородного ферромагнитного слоя. Применение

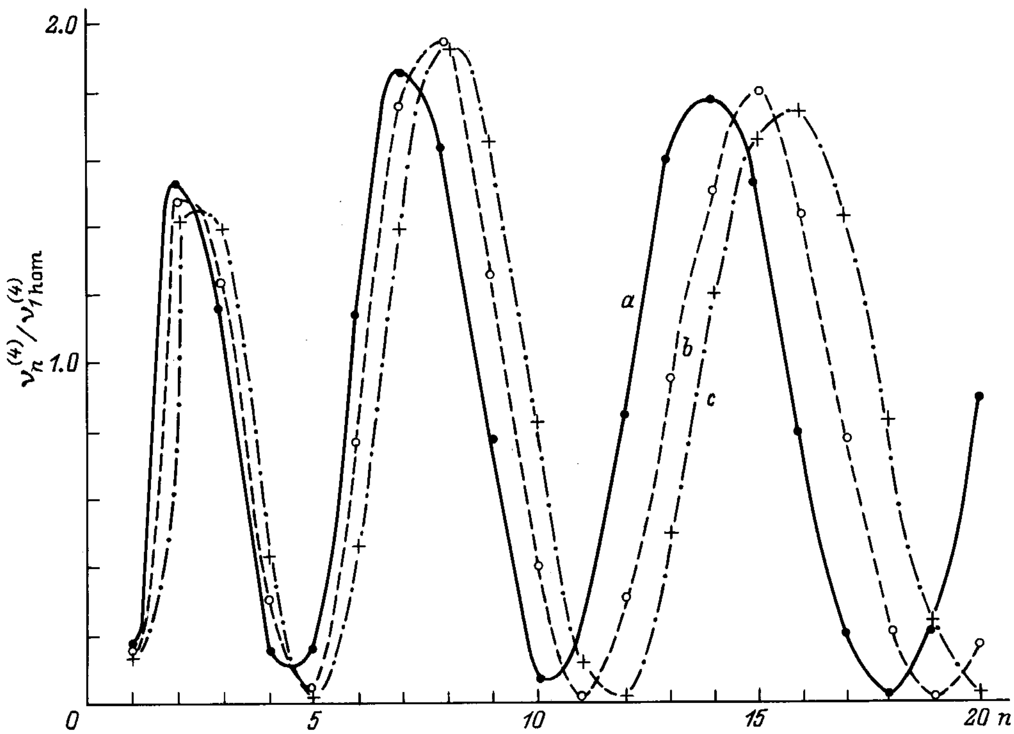

Рис. 3. Отношение коэффициентов связи $\nu_n^{(4)}/\nu_{1\text{hom}}^{(4)}$ при рассеянии $TE_4 \to TM_4$ в неоднородном ферромагнитном слое в зависимости от номера спин-волновой моды при $k \to 0$. Значения d_c те же, что и на рис. 2.

этой формулы для слабо неоднородных ферромагнитных структур при отсутствии точек поворота магнитостатического потенциала допустимо в первом приближении теории возмущений. Параметром разложения при этом является $\Delta\chi_{ik}/\overline{\chi}_{ik}$, который в свою очередь определяется относительными отклонениями $\Delta\gamma/\overline{\gamma}$, $\Delta\alpha/\overline{\alpha}$, $\Delta M_0/\overline{M}_0$, $\Delta H_a/\overline{H}_a$.

б) Ферромагнитные пленки с градиентом намагниченности по толщине. Коэффициент связи TE- и TM-мод при рассеянии на n-й спин-волновой моде в пленке с градиентом намагниченности $4\pi M_0 = 4\pi\overline{M}_0 - \mu(z - d/2)$ находился из (22) после подстановки собственных функций (18) с учетом распределения $m_\pm$ (формулы (12), (15)). Численный расчет был выполнен для структуры YIG/GGG. Внешнее магнитное поле (при $\omega_n/2\pi = 9$ ГГц) подбиралось таким образом, чтобы существовала точка поворота магнитостатического потенциала внутри ферромагнитной пленки. На рис. 3 приведены отношения коэффициентов связи $\nu_n^{(4)}$ при рассеянии $TE_4 \to TM_4$ в пленке с градиентом к коэффициенту связи $\nu_{1\text{hom}}^{(4)}$ при рассеянии $TE_4 \to TM_4$ в однородной ферромагнитной пленке в зависимости от номера n спин-волновой моды при $k \to 0$. Были использованы значения $4\pi\overline{M}_0 = 1750$ Э, $\mu = 10$ Э/мкм. Все остальные величины были те же, что и для однородной ферромагнитной структуры. Выполнение условия $\Delta = 0$ осуществлялось так же, как в случае однородной ферромагнитной пленки введением промежуточного слоя *2* (рис. 1). Анализ распределения $m_\pm$ (12) показывает, что $m_\pm$ имеет наибольшую амплитуду в окрестности точки поворота z_n (14). Если пучности оптических TE- и TM-мод приходятся на слой с точкой поворота z_r, то $TE{-}TM$-рассеяние будет максимальным. На рис. 3 это наблюдается для спин-волновых мод с $n = 2$, 7–8, 14–16. Изменение толщины покровного слоя d_c приводит к смещению пучностей относительно z_r. Из сравнения зависимостей рис. 2 и 3 видно, что в случае, когда имеется точка поворота магнитостатического потенциала $\varphi(z)$, амплитуда $TE{-}TM$-рассеяния в неоднородных ферромагнитных пленках может принимать большее значение, чем в однородных. Исходя из этого можно сделать вывод, что наиболее перспективными магнитооптическими материалами будут те, в которых $TE{-}TM$-рассеяние возможно на периодическом распределении нескольких слоев с точками поворота $\varphi(z)$. Это могут быть магнитные сверхрешетки — пленочные структуры с пространственно-периодическим отклонением магнитных параметров по толщине от постоянных значений, с $d \gg \sqrt{L}$ и достаточно большим количеством периодов. В [10] было отмечено, что сверхрешеточные структуры могут быть получены на основе многокомпонентных феррогранатов. Были предложены феррогранаты с ионами (Lu^{3+},Y^{3+}), (Lu^{3+},Y^{3+},Bi^{3+}) или (Lu^{3+},Y^{3+},La^{3+}) в додекаэдрических позициях. Периодические изменения условий роста в процессе эпитаксиального выращивания приводит к вариациям вхождения этих ионов в додекаэдрические позиции и к вариациям вхождения Pb^{2+}, Pb^{4+}. Это в свою очередь приводит к изменениям одноосной ростовой анизотропии [12]. Более детальные исследования были выполнены для феррограната $(Lu,Y,Bi)_3(Fe,Ga)_5O_{12}$ [17]. Пробные эпитаксиальные выращивания пленок показали, что при изменении технологических факторов (температура роста, вращение подложки и другие) возможно получение этих феррогранатовых структур в процессе единого технологического цикла.

Выводы

В результате проведенного теоретического анализа можно сделать следующие выводы.

а) В однородных ферромагнитных пленках и в пленках с незначительными отклонениями от однородности $TE-TM$-рассеяние на высших спин-волновых модах является максимальным при выполнении условий синхронизма для поперечных фаз, продольных и поперечных волновых векторов. При несовпадении толщин оптического планарного волновода и ферромагнитной пленки нарушается условие фазового синхронизма, что приводит к осциллирующему характеру зависимости $TE-TM$-рассеяния от номера спин-волновой моды.

б) Слой с точкой поворота магнитостатического потенциала в пленках с градиентом намагниченности по толщине вносит наибольший вклад в $TE-TM$-рассеяние. Совпадение этого слоя, положение которого зависит от номера спин-волновой моды, с областью пучности оптических мод увеличивает амплитуду $TE-TM$-рассеяния по сравнению с рассеянием в однородных пленках.

Список литературы

[1] *Young D., Tsai C.S.* // Appl. Phys. Lett. 1988. Vol. 53. N 18. P. 1696–1698.
[2] *Tsai C.S., Young D.* // Appl. Phys. Lett. 1989. Vol. 54. N 3. P. 196–198.
[3] *Fisher A.D., Lee J.N., Gaynor E.S., Tveten A.B.* // Appl. Phys. Lett. 1982. Vol. 41. N 9. P. 779–781.
[4] *Гуляев Ю.В., Игнатьев И.А., Плеханов В.Г., Попков А.Ф.* // РиЭ. 1985. Т. 30. № 8. С. 1522-1530.
[5] *Руткин О.Г., Ковшиков Н.Г., Сташкевич А.А.* и др. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. Вып. 15. С. 933–936.
[6] *Bilaniuk N., Stancil D.D.* // J. Appl. Phys. 1990. Vol. 67. N 1. P. 508–510.
[7] *Matyushev V.V., Stashkevich A.A.* // J. Appl. Phys. 1991. Vol. 69. N 8. P. 5972–5974.
[8] *Соломко А.А., Гайдай Ю.А., Довженко А.В.* и др. // Опт. и спектр. 1989. Т. 66. Вып. 1. С. 190–194.
[9] *Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В.* // Спиновые волны. М.: Наука, 1967. 368 с.
[10] *Луцев Л.В.* // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 2. С. 41–54.
[11] *Гуревич А.Г., Мелков Г.А.* Магнитные колебания и волны. М.: Наука, 1994. 464 с.
[12] *Луцев Л.В., Щербакова В.О., Федорова Г.Я.* // ФТТ. 1993. Т. 35. Вып. 8. С. 2208–2224.
[13] *Луцев Л.В., Березин И.Л., Яковлев Ю.М.* // Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. 1989. № 5 (419). С. 5–8.
[14] *Когельник Г.* // Волноводная оптоэлектроника / Под ред. Т. Тамира. М.: Мир, 1991. С. 18–131.
[15] *Звездин А.К., Котов В.А.* Магнитооптика тонких пленок. М.: Наука, 1988. 192 с.
[16] *Прохоров А.М., Смоленский Г.А., Агеев А.Н.* // УФН. 1984. Т. 143. № 1. С. 33–72.
[17] *Луцев Л.В., Ивашинцова В.Л., Яковлев Ю.М.* и др. // Первая объедин. конф. по магнитоэлектронике. М., 1995. С. 105–106.